

BOSTON MEDICAL LIBRARY  
in the Francis A. Countway  
Library of Medicine ~ *Boston*









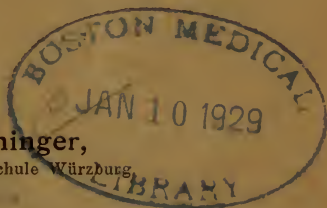
Professor Rijn

Über  
Kathoden-, Kanal-, Röntgen-  
und  
Becquerelstrahlen.

Von

**Dr. Franz Leininger,**

Assistent der Kgl. Kreisrealschule Würzburg



Wissenschaftliche Beilage zu dem Jahresbericht 1905 der Kgl. Kreis-  
realschule Würzburg.

---

**Würzburg.**

Druck der kgl. Universitätsdruckerei von H. Stürtz.  
1905.

LIBRARY OF CONGRESS  
DUPLICATE  
EXCHANGED

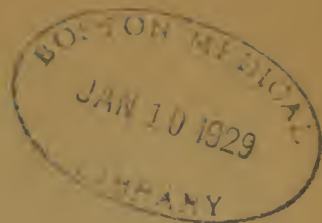


## Vorwort.

---

Nachdem ich von verschiedenen Seiten um Veröffentlichung des Vortrags über Kathoden-, Kanal-, Röntgen- und Becquerelstrahlen angegangen wurde, den ich am 28. April 1905 zu Nürnberg in der Sektion für Mathematik und Physik auf der XVI. Generalversammlung des Bayer. Realschulmänner gehalten habe, erlaube ich mir ihn auf diesem Wege der Öffentlichkeit zu übergeben. Bei der Abfassung desselben ließ ich mich von der Ansicht leiten, daß es für die Lehrer an den Mittelschulen wegen Zeitmangels oft recht schwer ist, die Fachzeitschriften eingehend zu studieren. Ich glaubte daher einem Bedürfnis zu entsprechen, wenn ich an der Hand der Erscheinungen der genannten Strahlen ein umfassendes Bild von dem heutigen Stand der Ionen-theorie gab. Da diese vielleicht berufen ist, einst große Umwälzungen in unseren Anschauungen auf dem Gebiete der Physik und Chemie hervorzurufen, war ich der Meinung, daß auch wir diesen Theorien nicht ganz fremd gegenüberstehen dürfen. Wenn es mir in meinem Vortrag gelungen sein sollte, einen derartigen Überblick über den heutigen Stand und das Wesen der genannten Theorie zu gewähren, soll es meine größte Befriedigung sein.





Das Ende des alten und der Anfang des neuen Jahrhunderts ist gekennzeichnet worden durch ein sehr schnelles Anwachsen unserer Kenntnis des sehr wichtigen, aber im Vergleich hierzu wenig bekannten Gegenstandes, nämlich der Verknüpfung von Elektrizität und Materie. Kein Studium ist reicher an Überraschungen für den Forscher, sowohl was die Natur der Erscheinungen anlangt als auch die Gesetze, denen sie folgen. Aus diesen Gründen ist es nicht zu verwundern, wenn sich das allgemeine Interesse auch weiterer Kreise den Erscheinungen der Gasentladungen und allen verwandten Erscheinungen in neuester Zeit in erhöhtem Maße zuwendet, da gerade hier weitere wichtige Aufschlüsse über die Konstitution der Materie in Aussicht stehen. Den Anregungen folgend, welche die Entstehung der Röntgenstrahlen an die Hand gab, wurden die sogen. radioaktiven Substanzen gefunden, welche dauernd, ohne bis jetzt nachweisbare Energiezufuhr Strahlen aussenden, die in ihren Wirkungen den Röntgenstrahlen sehr nahe stehen. Aber auch den bereits länger bekannten Kathodenstrahlen hat man erneute Aufmerksamkeit geschenkt und auch hier die überraschendsten neuen Einblicke gewonnen. Es kann heute kaum mehr einem Zweifel unterliegen, daß die Strahlen, die früher nur in dem schwer zugänglichen hohen Vakuum der Geißlerschen Röhren erhaltbar waren, die aber Lenard durch ein dünnwandiges Metallfenster in den freien Luftraum herausführte, aus fortgeschleuderten, negativ elektrisierten Teilchen bestehen. Die Träger dieser

negativen elektrischen Ladungen müssen aber von einer solchen Kleinheit sein, daß ihr Gewicht nur etwa den tausendsten Teil von demjenigen eines Wasserstoffatoms beträgt. Wir werden hier also auf eine ungeahnte Feinheit in der Aufteilung der Materie geführt, während auf der anderen Seite die schon von Helmholtz aus den Faraday'schen Gesetzen der Elektrolyse gezogene Schlußfolgerung über die atomistische Natur der Elektrizität immer mehr an Boden gewinnt. Während die experimentellen Resultate zu der Ansicht geführt haben, daß die Konstitution des Atoms selbst sehr kompliziert ist, haben sie gleichzeitig die alte Theorie von dem diskontinuierlichen oder atomistischen Bau der Materie sehr bestärkt. Das Studium der radioaktiven Substanzen und der Entladung der Elektrizität in Gasen hat sehr streng experimentell den Beweis erbracht, von den fundamentalen Ideen der bestehenden atomistischen Theorie. Es hat auch gezeigt, daß das Atom selbst nicht die kleinste Einheit der Materie ist, sondern daß es ein verwickelter Bau, bestehend aus einer Anzahl kleinerer Körper, ist. Eine Prüfung der Leitfähigkeit, die einem Gas durch Röntgenstrahlen mitgeteilt wurde, führte zu einer klaren Theorie über den Mechanismus des Transports von Elektrizität in Gasen durch geladene Gas-Teilchen. So bedeutet die Erkenntnis, daß sich ein gasförmiges Element aus dem gewöhnlichen Zustand unter Aufwand von Energie in einen anderen Zustand überführen, nämlich elektrisch sich dissoziieren läßt, für die atomistische Hypothese in der Naturwissenschaft eine neue Epoche. Aber auch im Hinblick auf andere Teile der Physik gewinnen die elektrischen Erscheinungen in Gasen und ihre Theorie mehr und mehr an Wichtigkeit, z. B. für die Spektralanalyse (Zeemaneffekt), Thermodynamik etc. Für die Chemie schienen die elektrischen Vorgänge in Gasen zunächst nur geringe Bedeutung zu besitzen. Jedoch zeigte sich bald, daß sie ein hervorragendes Interesse in

theoretischer Hinsicht an den elektrischen Erscheinungen in Gasen hat.

Zur Erklärung neuer Erscheinungen benötigen wir in der Physik einer Theorie, die uns Gesichtspunkte gibt, in welcher Richtung wir unsere experimentellen Untersuchungen anzustellen haben. Es gelten daher von jeder Theorie die Worte von J. Stark: „Die Hypothese und die Theorie hat keinen Wert an sich, sie ist nur ein Mittel zum Zweck der experimentellen Erforschung der wirklichen Erscheinungen; diejenige verdient den Vorzug vor anderen, welche systematisch und heuristisch am meisten leistet.“ Zur Zeit kann es zur Erklärung dieser elektrischen Erscheinungen kein Schwanken geben. Sicher fußend auf der elektrischen Leitung in elektrolytischen Flüssigkeiten hat die Ionentheorie der Elektrizität im letzten Jahrzehnt, zwar unter hartnäckigem Kampfe, aber unaufhaltsam vordringend, das große Gebiet der elektrischen Erscheinungen in Gasen erobert. Solange wir keine andere Theorie haben, welche in gleich einfacher Weise und gleich umfassendem Vermögen, jene zu erklären gestattet, dürfen wir die führende Hand der Ionentheorie nicht von uns weisen.

Wenn wir einen Rückblick auf die bisherigen leitenden Hypothesen und Theorien in der Elektrizitätslehre werfen, so können wir sagen, wir stehen gegenwärtig in der dritten großen Epoche der elektrischen Theorien.

Die erste ist durch den Namen Wilhelm Weber gekennzeichnet. Die alte Fluidumstheorie nimmt die Elektrizität als ein primär existierendes Etwas an, unterscheidet zwischen einem positiven und einem negativen Elektrizitätsstoff, schreibt diesem Teilbarkeit zu und spricht bereits von diskreten Elektrizitätsteilchen. In dem primär gegebenen Elektrizitätsteilchen sieht sie den Sitz und den Ausgangspunkt von Kräften. Diese läßt sie von Teilchen zu Teilchen unvermittelt durch den leeren Raum hindurch mit unendlich großer Geschwindigkeit wirken.

Wo die Schwäche der ersten Epoche der elektrischen Theorie lag, da liegt die Stärke der zweiten Epoche, die ihr Gepräge durch Maxwell und Hertz erhielt. Diese läßt an die Stelle der unvermittelten Fernwirkung die durch den Äther vermittelte Wirkung treten; Faradays Anschauung, daß von positiver zur negativen Ladung, vom magnetischen Südpol zum Nordpol Kraftlinien laufen, wird in die Sprache der Mathematik übersetzt. Die Erklärung der elektromagnetischen Erscheinungen wird nicht mehr in den Elektrizitätsteilchen, sondern in dem Zwischenmedium, dem Äther, gesucht; es entsteht die Theorie der elektromagnetischen Schwingungen im reinen Äther.

Die dritte Epoche der elektrischen Theorien, in deren Anfang wir gegenwärtig leben, stellt eine Versöhnung der beiden vorausgehenden dar. Die Fluidumtheorie war einseitig, indem sie über dem Elektrizitätsteilchen den Äther vernachlässigte, die elektromagnetische Äthertheorie ist einseitig und unzulänglich, wenn sie über dem Äther das Elektrizitätsteilchen nicht berücksichtigt. Wir haben also in dieser neuen Theorie als etwas primär Gegebenes das einzelne Elektrizitätsteilchen. Dieses denken wir uns in den Äther eingebettet und mit ihm verknüpft und umgeben es in diesem mit dem elektromagnetischen Kraft- oder Energiefeld. Wir behalten also bei dieser Hypothese für den reinen Äther die elektromagnetische Theorie unverändert bei.

### Ionentheorie.

Da wir eine Elektrizitätsmenge teilen können, so werden wir wie bei der Teilung der Masse auch hier an eine Grenze der Teilbarkeit gelangen, wir müssen gewissermaßen ein Elektrizitätsatom annehmen, d. h. eine kleinste Menge Elektrizität, ein elektrisches Elementarquantum. Selbstverständlich gibt es positive und negative Elementarquanta, beide sind entgegengesetzt gleich groß, so daß sie sich in

ihrer gegenseitigen Wirkung aufheben. Den Wert dieses Elementarquantums haben verschiedene Autoren teils auf theoretischem teils auf experimentellem Wege berechnet. Er ist im Mittel  $\varepsilon = 4,2 \cdot 10^{-10}$ .

$\varepsilon$	Autor
$1,29 \cdot 10^{-10}$	Richarz (Sitzgs.-Berichte niederrhein. Gesell. f. Naturkunde 47, 113, 1890; 48, 1891.
$6,5 \cdot 10^{-10}$	Thomson (Phil. Mag. 5), 46, 528, 1898.
$4,69 \cdot 10^{-10}$	Planck (Ann. Ph.) 4, 564, 1901.

Eine jede Elektrizitätsmenge haben wir uns also als eine Summe von Elementarquanten zu denken.

Hat man nun der Elektrizität ein primäres unzerstörbares Dasein wie der Masse zuerkannt, so erhebt sich sofort auch die Frage nach dem Verhältnis zwischen der Masse und der Elektrizität. Die Erfahrung zeigt, daß die Elektrizität immer mit einer Masse vereinigt auftritt, daß das elektrische Elementarquantum an Masse gebunden ist. Es liegt darum die Vermutung nahe, daß Elektrizität und Masse nicht getrennt existieren können. Das elektrische Elementarquantum für sich muß demnach ein Elementarquantum der Masse mit sich führen. Ein solches Teilchen, das gleichzeitig ein Elementarquantum der Elektrizität und der Masse ist, heißt Elektron. Wir unterscheiden also positive und negative Elektronen. Sie besitzen entgegengesetzt gleich große Ladungen. Das negative Elektron besitzt eine Masse, die ungefähr 1000mal kleiner als die des Wasserstoffatoms ist. Dies lehrt die Untersuchung der Kathodenstrahlen und des Zeemanns Phänomens.

Zeemann hat den Einfluß des Magnetfeldes auf die Lichtemission (1896) entdeckt. Viele Spektrallinien leuchtender Gase zerfallen nämlich im Magnetfelde in zwei, drei oder mehrere Linien, je nachdem sie sich in der

Richtung der magnetischen Kraftlinien oder senkrecht hierzu fortpflanzen.

Über die Größe des positiven Elektrons schwanken die Resultate sehr, sicher ist, daß die Masse bedeutend größer ist. Aus positiven und negativen Elektronen haben wir uns die sogen. chemischen Grundstoffe oder Elemente aufgebaut zu denken. Diese sind Gleichgewichtssysteme von eben so vielen positiven wie negativen Elementarquanten, die algebraische Summe aus diesen ist Null, oder ein chemisches Atom hat die Ladung Null. Trennt man ein negatives Elektron ab, so erhält man auf der einen Seite negative Ladung, auf der anderen überwiegt das entsprechende übrig bleibende positive Elektron, daher ist hier positive Ladung. Haben wir freie bewegliche Elektronen, so nennen wir sie Ionen. Wir verstehen also unter einem Ion entweder ein freies Elektron oder ein Elektron, an das noch eine Menge anderer gleichviel positiver und negativer Elektronen gebunden ist. Der wichtigste Gegenstand der Ionentheorie ist die elektrische Strömung. Diese ist eine Bewegung positiver und negativer Ionen in entgegengesetzter Richtung.

### Ionisierung von Gasen.

Wenn wir die Beziehung zwischen der Materie und der Elektrizität untersuchen wollen, ist der meistversprechende Weg der, die Beziehung zwischen der Elektrizität und der Materie im Gaszustande zu betrachten; denn die Eigenschaften eines Gases und die Gesetze, die es befolgt, sind einfacher, als die für irgend einen festen oder flüssigen Körper; dieses ist ferner der Zustand der Materie, der am genauesten untersucht ist, da uns die kinetische Gastheorie mit den Mitteln versieht, um uns im Geiste ein Bild von den Vorgängen zu schaffen, die in einem Gase vor sich gehen, Hilfsmittel, die wir für die Materie in ihren anderen Zuständen nicht haben. Sind



nun in einem Gase Ionen, frei bewegliche elektrisch geladene Teilchen vorhanden, so heißt das Gas ionisiert. Ein Gas ionisieren heißt also einen Teil seiner neutralen Teilchen in positive und negative Ionen zerlegen. Dieser Vorgang heißt Ionisierung; sein Ergebnis ist die Ionisation des Gases. Das Vorhandensein von Ionisation in einem Gas offenbart sich durch die Möglichkeit einer elektrischen Strömung durch das Gas.

Man kann zum Nachweis der Ionisation in zweierlei Weise verfahren. Einmal kann man einen geladenen Körper in das Gas bringen. Sind in diesem Ionen von entgegengesetzten Vorzeichen wie die Ladung des Körpers vorhanden, so wandern sie unter dem Antrieb der elektrischen Kraft nach dem Körper und neutralisieren seine Ladung. Der Ausschlag des mit dem geladenen Körper verbundenen Elektrometers nimmt dann ab; je schneller diese Abnahme erfolgt, desto größer ist die vorhandene Ionisation. Dieses Elektrometerverfahren ist vor allem zum Nachweis kleiner Ionisation geeignet. Zum Nachweis großer Ionisation bedient man sich besser des Galvanometers. Man bringt das Gas zwischen zwei Metallelektroden und verbindet diese rückwärts durch eine Stromquelle und ein empfindliches Galvanometer.

### **Allgemeines über Ionenstrahlen.**

In flüssigen und festen Leitern ist die freie Weglänge der Ionen klein. Sie treffen immer wieder auf neutrale Moleküle; werden sie magnetisch oder elektrisch abgelenkt, so nehmen sie darum die neutralen Moleküle mit und der Leiter erscheint als Ganzes abgelenkt. Anders ist es in den Gasen. Hier besitzen die Ionen relativ große freie Weglängen, sie bewegen sich zwischen den neutralen Gas molekülen hindurch, ohne auf die ganze Gasmasse als solche einen Impuls auszuüben. Sie können riesige Geschwindigkeiten annehmen, und mit dieser, entgegen dem

Ohmschen Gesetz, aus starken elektrischen Feldern heraus in Räume treten, wo das elektrische Feld schwach ist im Vergleich zur Ionengeschwindigkeit. Indem ein Ion auf Grund einer großen Geschwindigkeit, die ihm an irgend einer Stelle erteilt wurde, in sehr schwachen elektrischen und magnetischen Feldern geradlinig auf einer beträchtlichen Wegstrecke fortschreitet, nimmt es den Charakter eines Strahles an. Man kann in diesem Sinne von Ionenstrahlen sprechen. Von den elektromagnetischen Wellenstrahlen, z. B. den Lichtstrahlen sind die Ionenstrahlen fundamental verschieden. Je nach der Ladung, welche die Ionen mit sich führen, unterscheiden wir positive und negative Ionenstrahlen. Im elektrischen und magnetischen Felde erfahren die Ionenstrahlen als bewegte elektrische Ladung eine Ablenkung von der geradlinigen Richtung, sie krümmen sich, ähnlich wie die Bahn eines Körpers, der mit einer gewissen Anfangsgeschwindigkeit unter dem Einfluß der Schwerkraft geneigt zu deren Richtung dahinfliegt. Bei gleicher Bewegungsrichtung werden die positiven Ionenstrahlen entgegengesetzt zu den negativen abgelenkt. Ein zweiter Unterschied wird durch die Masse der Ionen bedingt, und zwar unterscheiden sich in dieser Beziehung nicht bloß die Ionenstrahlen verschiedenen Vorzeichens voneinander, sondern auch innerhalb eines Vorzeichens kommen große Verschiedenheiten in der Masse vor. Bei höheren Drucken treten in ionisierten Gasen zweifellos in großer Zahl solche negative Ionen auf, deren Masse von der Größenordnung der chemischen Atome ist. Die Strahlen dieser negativen Ionen sind bis jetzt noch sehr wenig untersucht. Außer diesen negativen Ionen treten aber solche auf, deren Masse viel kleiner ist als diejenige des chemischen Atoms, und zwar ungefähr 1000 mal kleiner als die Masse des Wasserstoffatoms. Die Strahlen dieser Ionen heißen Kathodenstrahlen. Bei den positiven Ionen haben sich so riesige Unterschiede in der Masse

noch nicht gezeigt; man hat bis jetzt noch keine positiven Ionen nachweisen können, deren Masse von kleinerer Größenordnung als diejenige der chemischen Atome gewesen wäre; doch haben sich oberhalb dieser Größenordnung beträchtliche Unterschiede in der Masse der positiven Ionen gezeigt. Da die positiven Ionenstrahlen in Kanälen der Kathode bei niedrigeren Gasdrucken beobachtet werden, hat man sie Kanalstrahlen genannt.

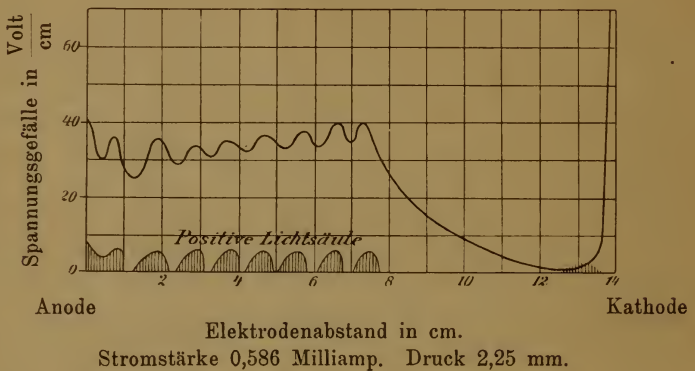
### Ursprung der Kathodenstrahlen.

Da die Kathodenstrahlen bewegte negative Ionen (Elektronen) sind, so kommen sie dadurch zustande, daß negativen Ionen auf irgend eine Weise eine Geschwindigkeit erteilt wird. So entstehen sie in einem elektrischen Felde, wenn negative Ionen eine Spannungsdifferenz frei durchlaufen. Je größer diese ist, desto größer ist die Geschwindigkeit der erzeugten Kathodenstrahlen. Da besonders an der Kathode in verdünnten Gasen auf kurzer Strecke eine große Spannungsdifferenz liegt, so ist vor allem die Kathode der Ausgangspunkt zahlreicher und schneller Kathodenstrahlen. Ferner ist in einer Verengung in einem durchströmten Gase der Spannungsabfall groß; darum treten, besonders bei niedrigen Drucken, aus solchen Verengungen Kathodenstrahlen in der Richtung nach der Anode aus. Indes nicht bloß an der Kathode und an Verengungen entstehen Kathodenstrahlen; sie sind auch in den übrigen Teilen einer Strömung, besonders bei niedrigen Drucken, so in der positiven Lichtsäule, vorhanden; nur erlangen sie hier entsprechend dem kleinen Spannungsabfall eine kleinere Geschwindigkeit und werden vom Gase rascher absorbiert.

Umstehende Kurve veranschaulicht uns den Verlauf der Spannung in einer Entladungsröhre. Wir erkennen sofort, daß das Maximum des Spannungsabfalls an der Kathode liegt.

In dem erwähnten Falle verdanken die Kathodenstrahlen ihre Geschwindigkeit der Energie des elektrischen Feldes. Es können ferner Kathodenstrahlen auch von der Energie anderer bereits vorhandener Kathodenstrahlen erzeugt werden; diese heißen dann primäre, jene sekundäre Kathodenstrahlen. Dieser Fall tritt ein, wenn primäre Kathodenstrahlen durch Teilchen des Mediums, welches sie durchfliegen, zerstreut werden. Der Unterschied zwischen

Fig. 1.

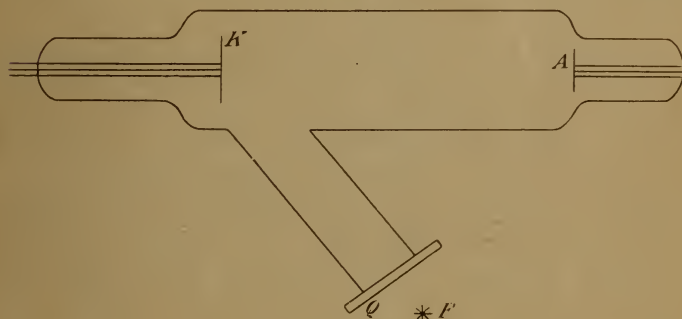


primären und sekundären Strahlen liegt lediglich in der Geschwindigkeit. Hinsichtlich der Erzeugung von Kathodenstrahlen sind zwei Fälle zu unterscheiden. Die negativen Ionen können erstens durch Stoß der Ionen einer selbständigen Strömung erzeugt sein; hierzu ist die Anwendung einer beträchtlichen Elektrodenspannung notwendig. Sie können zweitens durch einen sekundären Ionisator oder Elektrisator erzeugt und dann erst von dem elektrischen Felde beschleunigt werden. Im zweiten Falle genügen schon kleine Elektrodenspannungen zur Gewinnung von Kathodenstrahlen, ja man erhält diese auch ohne Anwendung eines elektrischen Feldes, aber dann ist eben ihre Geschwindigkeit entsprechend klein. Als Beispiele für die

Erzeugung von Kathodenstrahlen durch sekundäre Ionisatoren seien folgende angeführt.

Läßt man Lichtstrahlen, besonders kurzwellige, auf eine gut gereinigte Metallfläche fallen, so gehen von dieser negative Ionen aus; diese zeigen das Verhalten von Kathodenstrahlen. Indem man der bestrahlten Metallfläche eine negative Spannung gibt, kann man ihnen beliebige Geschwindigkeiten erteilen; sie können sich in den umgebenden Gasraum um so weiter fortpflanzen, je kleiner der Gasdruck und je größer ihre Geschwindigkeit ist. Die nebenstehende Figur zeigt eine Vorrichtung zur Erzeugung von Kathodenstrahlen im Vakuum mittelst ultravioletten

Fig. 2.



Lichtes. A ist die Anode, K eine Kathode aus Aluminium; durch das Quarzfenster Q an der Seite wird die Kathode von einer Funkenstrecke F mit Aluminiumkugeln bestrahlt.

Ähnlich kann man mit Hilfe von Röntgen- und Becquerelstrahlen Kathodenstrahlen erzeugen, indem man erstere auf einen Körper fallen läßt.

### Transport von Elektrizität.

Da die Kathodenstrahlen negative Ionen sind, so führen sie eine negative Ladung mit sich; unter Intensität  $I_{Kn}$  der durch einen Querschnitt im Raume gehenden

Kathodenstrahlen versteht man die Menge der negativen elektrischen Ladung, welche von ihnen in der Zeiteinheit durch den Querschnitt geführt wird. Wenn  $N$  die Anzahl der in der Zeiteinheit durch den Querschnitt gehenden Kathodenstrahlenteilchen ist,  $\varepsilon$  die Ionenladung, so ist  $I_{Kn} = N \cdot \varepsilon$ .

Die negative Ladung der Kathodenstrahlen weist man am besten in folgender spezieller Anordnung nach.

$K$  ist eine konkave Kathode,  $A$  eine in der Mitte durchbohrte Anode, die zur Erde eingeleitet wird.  $F$  ist ein zylindrischer, vorne offener Auffänger, der zum Schutz vor Influenz mit einem zur Erde abgeleiteten Käfig  $S$  umgeben ist. Fallen nun Kathodenstrahlen durch den Anodenkanal in den Auffänger, so erhält dieser eine negative Ladung. Dies ist nicht mehr der Fall, wenn die Kathodenstrahlen durch einen Magneten abgelenkt werden, so daß sie nicht in den Auffänger gelangen. Der Auffänger wird entweder mit einem Elektrometer verbunden oder durch ein Galvanometer zur Erde abgeleitet.

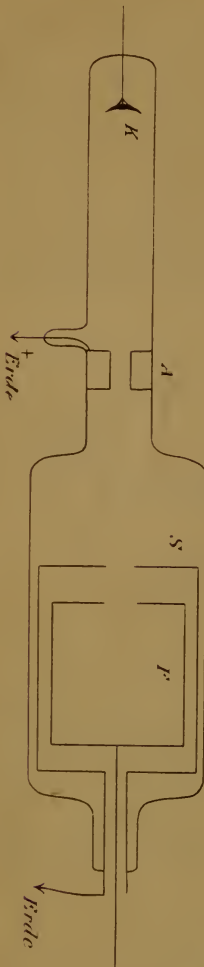


Fig. 3.

### Energie der Kathodenstrahlen.

Da wir uns die Kathodenstrahlen als bewegte Massenteilchen ( $\mu$ ) vorstellen, so besitzt ein Teilchen mit der Geschwindigkeit  $v$  eine kinetische Energie  $e_K = \frac{1}{2} \mu v^2$ . Als be-

wegtes elektrisches Teilchen besitzt es ein magnetisches Feld und demgemäß magnetische Feldenergie. Da wir die Verteilung der Ladung nicht kennen, können wir seine magnetische Feldenergie nicht berechnen. Daß Kathodenstrahlen Energie und zwar nach unserer Annahme kinetische Energie mit sich führen, läßt sich leicht durch die von ihnen hervorgebrachten, insbesondere durch ihre thermischen Wirkungen nachweisen. Fallen z. B. Kathodenstrahlen auf ein Bolometer oder auf die Lötstelle eines Thermoelements, so zeigen diese Apparate eine Erwärmung an. Durch Konzentration der Kathodenstrahlen mittels einer Hohlkathode kann man sogar ein dünnes Platinblech zur Weißglut und zum Schmelzen bringen.

Erhalten Kathodenstrahlen dadurch ihre Geschwindigkeit und kinetische Energie, daß man sie, von der Anfangsgeschwindigkeit Null ausgehend, eine bestimmte Spannungsdifferenz frei durchlaufen läßt, beispielsweise die Elektrodenspannung zwischen Kathode und Anode, so kann man ihre kinetische Energie in folgender Weise berechnen.  $V$  sei die frei durchlaufene Spannungsdifferenz,  $\epsilon$  die Ladung des Kathodenstrahlenteilchen; dann ist die an ihm geleistete elektrische Arbeit  $\epsilon \cdot V$ . Wir nehmen an, daß die dabei auftretende Geschwindigkeit noch beträchtlich kleiner sei als diejenige des Lichtes, ferner sollen die Geschwindigkeitsänderungen oder die Beschleunigungen nicht groß sein, sodann soll von dem Teilchen keine Energie in den Äther ausgestrahlt werden, dann muß  $\epsilon \cdot V = \frac{1}{2} \mu v^2$  sein. Ist  $N$  die Anzahl der in der Zeiteinheit durch den Querschnitt gehenden Teilchen, so fließt mit ihnen durch die Fläche in der Zeiteinheit die Energiemenge

$$\frac{1}{2} N \cdot \mu \cdot v^2 = N \cdot \epsilon \cdot V.$$

Wenn ferner die entsprechende Wärmemenge in mechanischem Masse  $W$  und die Intensität der Kathodenstrahlen  $I_{K_n} = N \cdot \epsilon$  ist, so erhält man für die Untersuchung

der Energie des Kathodenstrahlen auf Grund der von ihnen hervorgebrachten Wärmewirkungen folgende Gleichungen:

$$I_{Kn} = N \cdot \varepsilon$$

$$W = \frac{1}{2} N \cdot \mu \cdot v^2.$$

Hieraus erhält man durch Division:

$$\frac{\varepsilon}{\mu} = \frac{I_{Kn} \cdot v^2}{2 W} \text{ (I.)}$$

Die Größen  $I_{Kn}$  und  $W$  kann man leicht experimentell bestimmen.

$I_{Kn}$  erhält man, indem man die auf den Auffänger treffenden Kathodenstrahlen durch ein Galvanometer zur Erde ableitet und am Galvanometer direkt die Elektrizitätsmenge  $= I_{Kn}$  abliest. Die Wärmemenge  $W$  erhält man, indem man statt des Auffängers in der Röhre ein Bolometer anbringt und so die Wärmewirkung bestimmt.

### Kathodenstrahlen im magnetischen Felde.

Wenn ein Kathodenstrahlenteilchen  $\varepsilon$  in einer magnetischen Kraftlinie sich bewegt, so erfährt es keine Ablenkung aus seiner Bahn. Bewegt es sich dagegen senkrecht zu der Richtung der magnetischen Kraft  $H$  mit der Geschwindigkeit  $v$ , so wird es abgelenkt durch eine Kraft von der Größe  $H \cdot \varepsilon \cdot v$ . Wir wollen den Fall betrachten, daß das magnetische Feld homogen ist und das Kathodenstrahlenteilchen sich nur senkrecht zu den Kraftlinien bewegt. In diesem Falle greift an dem Kathodenstrahlenteilchen in allen Punkten seiner Bahn die konstante Kraft  $H \cdot \varepsilon \cdot v$  an, es beschreibt dann einen Kreis mit dem Radius  $r$ ; dann hält die Zentrifugalkraft  $\frac{\mu v^2}{r}$  der ablenkenden Kraft das Gleichgewicht. Es ist also

$$H \cdot \varepsilon \cdot v = \frac{\mu v^2}{r} \text{ oder } \frac{\varepsilon}{\mu} = \frac{v}{r \cdot H} \text{ (II) oder } r = \frac{\mu \cdot v}{\varepsilon \cdot H}$$

d. h. der Kathodenstrahl krümmt sich im Magnetfeld um so stärker, je kleiner seine Geschwindigkeit  $v$  und je größer



die magnetische Feldstärke  $H$  ist. Bringen wir den Wert für  $\frac{\varepsilon}{\mu} = \frac{v}{r \cdot H}$  mit dem Wert für  $\frac{\varepsilon}{\mu}$  aus der Energieberechnung zusammen, so können wir den Wert für  $v$  erhalten.

$$\frac{\frac{\varepsilon}{\mu}}{\frac{\varepsilon}{\mu}} = \frac{\frac{I_{Kn} \cdot v^2}{2 W}}{\frac{v}{r \cdot H}}, \quad 1 = \frac{I_{Kn} \cdot v \cdot r \cdot H}{2 W}, \quad v = \frac{2 W}{I_{Kn} \cdot r \cdot H}$$

Nun können wir uns auch den Wert für  $\frac{\varepsilon}{\mu}$  berechnen.

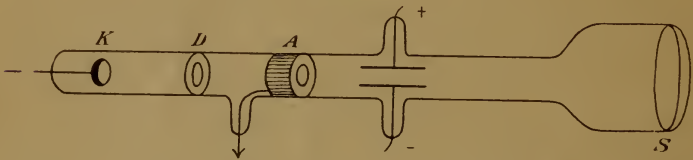
### Kathodenstrahlen im elektrischen Felde.

Fällt die Bewegungsrichtung der Kathodenstrahlen mit der Richtung der Kraftlinien eines elektrischen Feldes und zwar in der Richtung von niederer zu höherer Spannung, so wird seine Geschwindigkeit beschleunigt, im anderen Falle verzögert. Ein senkrecht zur ursprünglichen Bewegungsrichtung stehendes elektrisches Feld lenkt an der Zeit  $t$  aus dieser Richtung senkrecht ab um  $y = \frac{1}{2} t^2 \cdot \frac{F \varepsilon}{\mu}$ . Ohne diese Ablenkung wäre das Teilchen geradlinig fortgeschritten um  $x = v \cdot t$ . Also stellt  $y = \frac{1}{2} F \frac{\varepsilon}{\mu v^2} x^2$  die Gleichung der parabolischen Bahnkurve in den rechtwinkligen Koordinaten  $x$  und  $y$  dar. Sind  $x$  und  $y$  gemessen, so ist  $\frac{\mu v^2}{\varepsilon} = \frac{1}{2} F \frac{x^2}{y}$  (III).

Zum Nachweis der elektrischen Ablenkung benutzt man vorteilhaft folgende Versuchsanordnung. Die Figur zeigt eine Braunsche Röhre,  $K$  ist eine Hohlkathode,  $A$  eine zylinderförmige, eng an der Glaswand liegende Anode, an ihrem der Kathode abgewandten Ende ist sie durch einen Metalldeckel abgeschlossen, dieser besitzt in

der Mitte ein kleines kreisförmiges Loch. Vor A kann noch ein Glasdiaphragma D mit weiter Öffnung angebracht sein, um die eventuell zwischen Anode und Glaswand verlaufenden Kathodenstrahlen abzuschirmen. S ist ein mit einer fluoreszenzfähigen Substanz bestrichener Glimmerschirm. In einigem Abstand von der Anode sind in der Röhre symmetrisch zur Achse zwei längere Plattenelektroden befestigt. Die Röhre wird hoch evakuiert. Die Anode wird zur Erde abgeleitet. Die Plattenelektroden werden unter Zwischenschaltung eines Kommutators mit einer kleinen Influenzmaschine verbunden. Sind die Plattenelektroden ungeladen, so treffen die Kathodenstrahlen den Schirm in

Fig. 4.



der Mitte; werden sie geladen, so werden die Strahlen nach der Seite der positiven Elektrode abgelenkt.

Auch aus den Potentialgefälle läßt sich eine Beziehung zwischen  $\frac{\mu}{\varepsilon}$  und  $v$  aufstellen. Ist  $V_0$  bzw.  $V_1$  das Potential an der Kathode bzw. am Beobachtungsorte, so wird

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \mu v^2 &= (V_1 - V_0) \cdot \varepsilon \\ \frac{\mu v^2}{\varepsilon} &= 2 (V_1 - V_0) \quad (\text{IV}). \end{aligned}$$

Wenn wir nun zwei der Gleichungen I bis IV kombinieren, so können wir daraus die Werte für  $v$  und  $\frac{\varepsilon}{\mu}$  erhalten.

Diese sind bereits auf diese Weisen von verschiedenen Beobachtern berechnet worden.

- Beobachtet: a) Magnetische Ablenkung und Potentialgefälle.  
 b) Magnetische und elektrische Ablenkung.  
 c) Magnetische Ablenkung, Wärme, Intensität.  
 d) Magnetische Ablenkung, Geschwindigkeit direkt.

Beobachtungsart	Beobachter	$\frac{\varepsilon}{\mu}$ elektromagn.	$v$ $\frac{\text{sec}}{\text{cm}}$	Elektroden- spannung in Volt	Erzeugung der Kathodenstrahlen
a	Schuster 1890	0,1— $10^7$	$10^{10}$	—	Induktorium
	Schuster 1898	$0,36 \cdot 10^7$	—	—	„
	Wiechert 1897	$< 4 \cdot 10^7$	$0,9 \cdot 10^{10}$	—	„
	Kaufmann 1897	$1,77 \cdot 10^7$	—	—	Influenzmaschine
	Kaufmann 1898	$1,86 \cdot 10^7$	—	—	„
	Simon 1899	$1,865 \cdot 10^7$	—	—	„
	Lenard 1899	$1,15 \cdot 10^7$	$0,12-0,54 \cdot 10^{10}$	607—12600	Ultraviolett. Licht
b	J.J.Thomson 1897	$0,67-0,91 \cdot 10^7$	0,31—1,2	—	Induktorium
	W. Wien 1898	0,3 „	0,9	—	„
	Lenard 1898	$0,632-0,649$ „	0,71—0,67	—	„
	J.J.Thomson 1899	$0,58-0,85$ „	—	40—80	Ultraviolett. Licht
	„	$0,78-1,13$ „	—	120—140	Weißglüh. Kohle
	Seitz 1901	0,645 „	0,703	—	Induktorium
	H.Becquerel 1900	1 „	1,6	—	Radioaktive Subst.
Kaufmann 1901	$0,63-1,31$ „	$2,83-2,36$	—	„	
c	J.J.Thomson 1897	1—1,43 „	0,231—0,36	—	Induktorium
d	Wiechert 1899	$1,19-1,42$ „	$0,396-0,504$	—	Induktorium

Am genauesten dürfte der Wert von Simon sein,

$$\frac{\varepsilon}{\mu} = 1,865 \cdot 10^7 \text{ elektromagnetische Einheit.}$$

Aus Beobachtungen hat sich ergeben, daß die Ladung  $\varepsilon$  immer dieselbe ist und zwar bei der Elektrolyse ist  $\varepsilon = 1,29 \cdot 10^{-10}$  elektrostatische Einheit, bei den Kathodenstrahlen im Durchschnitt  $\varepsilon = 4,2 \cdot 10^{-10}$ .

Für das elektrolytische Wasserstoffion ist  $\frac{\epsilon}{\mu_1} = 9,5 \cdot 10^3$ .

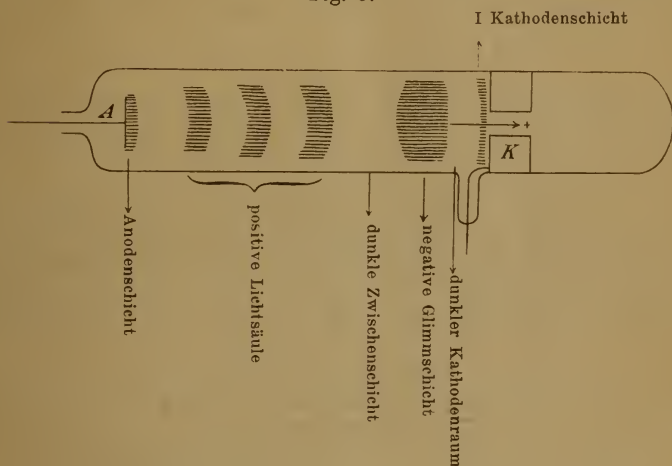
Für das Kathodenstrahlenteilchen ist  $\frac{\epsilon}{\mu_2} = 1,865 \cdot 10^7$ , da die Ladung in beiden Fällen die gleiche ist, so gilt  $\mu_1 : \mu_2 = 1,865 \cdot 10^7 : 9,5 \cdot 10^3$  oder  $\mu_2 = 5,1 \cdot 10^{-4} \cdot \mu_1$  d. h. es ist die Masse des negativen Elektrons mehr denn 1000mal kleiner als die Masse des Wasserstoffatoms ( $\mu_1 = 1 \cdot 10^{-14}$ ).

### Ursprung und Eigenschaften der Kanalstrahlen.

Wie bereits dargelegt wurde, sind die Kanalstrahlen bewegte positive Ionen. Sie nehmen überall da, wo sie eine grosse Spannungsdifferenz durchlaufen, eine beträchtliche Geschwindigkeit an; indes ist diese unter sonst gleichen Umständen mehr denn 1000 mal kleiner als diejenige der Kathodenstrahlen, da jene eine viel größere Masse als diese besitzen. Sie können sich demgemäß auch nicht auf so lange Strecken ausbreiten wie die Kathodenstrahlen und entziehen sich leicht der Beobachtung. Die größte Geschwindigkeit und die für die Untersuchung günstigste Entwicklung besitzen sie an einer durchlöcherten Kathode. Was ihre Entstehung anlangt, stellen wir uns vor, daß positive Ionen, wie auch Goldstein gezeigt hat, aus der negativen Glimmschicht heraustreten und durch den dunklen Kathodenraum hindurch nach der Kathode hingetrieben werden. Auf dem Wege nehmen sie dank des großen Spannungsgefälles eine große Geschwindigkeit an; haben sie darum im Anfang die Richtung auf ein Loch in der Kathode, so folgen sie unmittelbar an der Kathode nicht mehr der Krümmung der Kraftlinien, sondern treten in das Loch ein und auf der Rückseite der Kathode aus in den angrenzenden Gasraum. Hier können sie dann losgetrennt von der erzeugenden Kraft des elektrischen Feldes der Beobachtung unterzogen werden. Zum besseren Ver-

verständnis des Entstehungsortes sei in beifolgender Skizze die Einteilung der Entladung angegeben (Fig. 5). In den Schichten finden jedenfalls starke Ionisierungen durch Stoß der positiven und negativen Ionen statt. Zur Demonstration der Kathoden- und Kanalstrahlen habe ich bei meinen Versuchen folgende Röhre (Fig. 6) für praktisch befunden. Die Elektroden  $E_1$  und  $E_2$  sind Netze die auf Messingringe

Fig. 5.

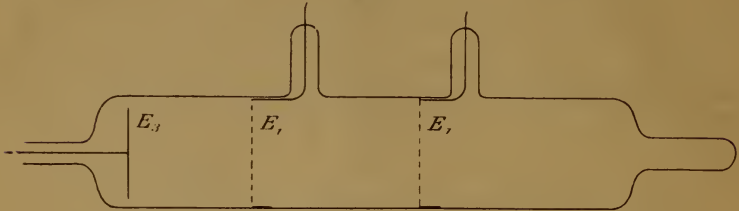


aufgelötet sind.  $E_3$  ist eine Auffangelektrode für die von den Kathoden- oder Kanalstrahlen transportierte Elektrizitätsmenge. Die Elektrode  $E_1$  muß immer an der Erde liegen. Benutzt man  $E_1$  als Kathode und  $E_2$  als Anode, so erhält man auf den Auffänger Kanalstrahlen, kommutiert man den Strom, so daß  $E_1$  Anode und  $E_2$  Kathode wird, so erhält man Kathodenstrahlen nach  $E_3$ . Durch ein Barometerrohr hindurch kann man  $E_3$  auch verschiebbar machen.

Die Kanalstrahlen unterscheiden sich von den Kathodenstrahlen vor allem durch das Vorzeichen ihrer Ladung und die Größe ihrer Masse. Sie führen also positive Ladung mit sich und werden durch eine magnetische oder elektrische

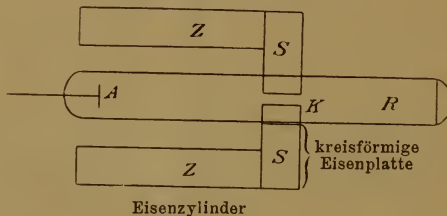
Kraft in entgegengesetzter Richtung abgelenkt wie die Kathodenstrahlen von gleicher Fortpflanzungsrichtung. Für

Fig. 6.



die Kanalstrahlen kann man nach denselben Methoden wie für die Kathodenstrahlen das Verhältnis  $\frac{\varepsilon}{\mu}$  bestimmen sowie ihre Geschwindigkeit  $v$ . Jedoch ist für die magnetische Ablenkung ein bedeutend stärkeres magnetisches Feld notwendig. Um hierbei sekundäre Störungen im Verlauf der Kanalstrahlen infolge der magnetischen Beeinflussung der

Fig. 7 (nach W. Wien).



negativen Glimmschicht auszuschließen, muß man diese und die ganze Stromröhre in eine schützende Eisenhülle bringen. W. Wien traf folgende Anordnung: In einer zylindrischen Glasröhre ist  $A$  eine scheibenförmige Anode, als Kathode  $K$  dient ein eng an der Glaswand liegender zentral durchborter Eisenzylinder. Außen ist über diesen die kreisförmige Eisenplatte  $SS$  geschoben, auf diese ist der dicke kreisförmige Eisenhohlzylinder  $ZZ$  gesetzt. Der

Beobachtungsraum R, in dem die Kanalstrahlen verlaufen, wird zwischen zwei Magnetpole gebracht. Bei der Untersuchung mit dieser Anordnung fand Wien, daß das Kanalstrahlenbündel im Magnetfeld in 3 Bündel zerfällt, indem sie in 3 verschiedenen Stärken abgelenkt werden.

Das I. Bündel wird auf einer Strecke von 7,5 cm in einem Felde von 1500 Einheiten mittlerer Stärke nur um 0,1 cm abgelenkt, seine Strahlen bringen das Gas stark zum Leuchten, dagegen erregen sie die Glaswand nur wenig;  $\frac{\varepsilon}{\mu}$  ist für sie  $1,01 \cdot 10^1$ .

Das II. Bündel wird unter gleichen Umständen um 1 cm abgelenkt, es erregt das Gas wenig, die Glaswand stark zum Leuchten;  $\frac{\varepsilon}{\mu} 1,01 \cdot 10^3$ .

Das III. Bündel wird in einem Feld von 500 Einheiten um 2 cm abgelenkt, es erregt die Glaswand nur wenig zum Leuchten, für dieses ist  $\frac{\varepsilon}{\mu} = 3,636 \cdot 10^4$ . Der Wert  $\frac{\varepsilon}{\mu}$  wurde durch Kombination der Resultate der magnetischen und elektrischen Ablenkung gewonnen. Nun dürfen wir es als sicher annehmen, daß die Kanalstrahlen dieselbe Ionenladung wie die Kathodenstrahlen und das elektrolytische Wasserstoffatom besitzen. Da  $\frac{\varepsilon}{\mu}$  für dieses  $= 9,5 \cdot 10^3$  ist, so dürfen wir aus obigen Werten folgendes schließen. Es gibt in verdünnten Gasen positive Ionen, deren Masse von der Größenordnung der chemischen Atome ist; außerdem gibt es positive Ionen, welche eine viel größere Masse besitzen und wahrscheinlich Anhäufungen von mehreren Molekülen um ein positives Atom sind.

Ferner ist noch zu erwähnen, daß die Kanalstrahlen ebenso wie die Kathodenstrahlen auf ihrem Wege durch das Gas diffus zerstreut werden und zwar entsprechend ihrer größeren Masse stärker als die Kathodenstrahlen. Sie

erregen das Gas zum Leuchten, in Wasserstoff können sie sich unter sonst gleichen Umständen am weitesten ausbreiten, treffen sie auf fluoreszenzfähige Körper z. B. Glas, so erregen sie schwache Fluoreszenz. Glas fluoresziert unter ihrem Einfluß rötlich, während es unter dem Einfluß der Kathodenstrahlen grüngelb leuchtet.

### Röntgenstrahlen.

Gänzlich verschieden von den beschriebenen Kathoden- und Kanalstrahlen sind die von ersteren erzeugten Röntgenstrahlen. Wir müssen zu ihrer Erklärung auf die Theorie zurückgreifen<sup>1)</sup>. Wir haben uns die chemischen Atome aufgebaut gedacht aus positiven und negativen Elektronen. Diese werden im Atomverband durch gewisse wechselseitige Kräfte, ein stabiles Gleichgewichtssystem bildend, festgehalten; werden sie aus ihrer Gleichgewichtslage durch irgend eine äußere Einwirkung abgelenkt und dann wieder den Kräften des Atomverbands überlassen, so führen sie um ihre Gleichgewichtslage Schwingungen aus. Nun aber ist jedes Elektron mit einem Feld elektromagnetischer Energie umgeben. Die Schwingungen der Elektronen im Atomverband bedingen also Schwingungen der elektromagnetischen Feldenergie. Diese können dann eine Ausstrahlung elektromagnetischer Wellen zur Folge haben. Führt also das Elektron in dem Verband eines positiven Ions oder eines neutralen Moleküls Schwingungen aus, so entspricht einer jeden derselben eine in den Äther hinausende Welle von bestimmter Länge und die einzelnen Wellen reihen sich zu einem langen Zuge aneinander. Wird nun ein Elektron, das eine große Geschwindigkeit besitzt, plötzlich gebremst und zum Stillstand gebracht, so fehlt in der von ihm ausgesandten Welle die negative Amplitude, sie nimmt dann den strengen Charakter eines Impulses an. In Gasen ist

---

<sup>1)</sup> J. Stark, Die Elektrizität in Gasen. Leipzig, Joh. Ambr. Barth. 1902.



nun die Möglichkeit gegeben, elektromagnetische Impulse zu erzeugen. In ihnen treten nämlich freie Elektronen auf, denen man eine große Geschwindigkeit erteilen kann, ferner kann man an diesen negativen Elektronen oder Kathodenstrahlen große Geschwindigkeitsänderungen hervorbringen, indem man sie auf die Massenteilchen hauptsächlich fester Körper fallen läßt. Als derartige elektromagnetische Impulse wollen wir Röntgenstrahlen auffassen. Man hat die Länge des Impulses zu berechnen gesucht und

$$\lambda = \begin{cases} 1 \cdot 10^{-8} & \text{(Haga und Wind) cm} \\ 5 \cdot 10^{-10} & \text{(W. Wien) „} \end{cases}$$

gefunden, doch kann man heute dieser Berechnung noch keine große Sicherheit zusprechen. Zum Vergleich erwähne ich, daß die Wellenlänge der D Linie  $5,89 \cdot 10^{-5}$  ist. Mit ihrem außerordentlichen Durchdringungsvermögen hängt das Versagen aller Hilfsmittel wie Brechung etc., die man sonst zur Charakterisierung von Strahlen benutzt, zusammen.

Unsere Theorie wird von der Erfahrung insofern bestätigt als die Endpunkte der Kathodenstrahlen die Ausgangspunkte der Röntgenstrahlen sind und daß die Röntgenstrahlen ein verschiedenes Verhalten zeigen je nach der Geschwindigkeit der erzeugenden Kathodenstrahlen. W. Wien fand, daß die Energie der Röntgenstrahlen ca.

$\frac{1}{1000}$  der Energie der erzeugenden Kathodenstrahlen ist.

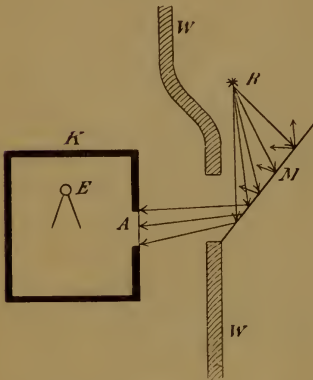
Die Absorbierbarkeit der Röntgenstrahlen hängt direkt von der Geschwindigkeit der Kathodenstrahlen ab. Je schneller dieselben, desto weniger sind die Röntgenstrahlen absorbierbar. Von den Kathodenstrahlen unterscheiden sie sich dadurch, daß sie keine negative Ladung mit sich führen, magnetisch und elektrisch nicht ablenkbar sind. Nach bisher vorliegenden Versuchen werden sie auch von keinem Körper weder reflektiert oder gebrochen. Die Versuche über Interferenz sind nicht rein herzustellen, weil hierbei immer sog. Sekundärstrahlen mit auftreten. Zu erwähnen

ist noch, daß Röntgenstrahlen imstande sind photographische Platten zu schwärzen und gewisse Körper zur Lumineszenz anzuregen. Doch neigt man heute mehr und mehr der Ansicht zu, daß alle diese vor allem chemischen Wirkungen den dabei auftretenden Sekundärstrahlen zuzuschreiben sind.

### Sekundärstrahlen.

Durchlaufen nämlich Röntgenstrahlen einen beliebigen, gasförmigen, flüssigen oder festen Körper, so regen sie seine Teilchen zur Aussendung einer neuen Strahlung an,

Fig. 8.



der sog. Sekundärstrahlung, und zwar gehen diese nicht bloß von der Oberfläche des Körpers aus, sondern auch von seinen inneren, von einfallenden Strahlen getroffenen Stellen. Die Natur derselben ist noch nicht genügend geklärt, wahrscheinlich sind es Kathodenstrahlen, d. h. sie führen negative Ladung und sind magnetisch ablenkbar. Die Sekundärstrahlen sind im allgemeinen viel stärker absorbierbar als die Röntgenstrahlen. Sie sind imstande ein Gas zu ionisieren, also ein geladenes Elektroskop zu entladen. Zum Nachweis der Ionisierung eines Gases durch die Sekundärstrahlen verwendet man folgende Versuchsanordnung. In R ist die Röntgenröhre, M ist eine von ihren Strahlen getroffene Metallplatte, W eine dicke schirmende Bleiwand, K ist ein Bleikäfig, der ein Fenster A aus Aluminiumfolie hat, er selbst ist zur Erde abgeleitet. In ihm steht ein geladenes Elektroskop E. Dieses verliert langsam seine Ladung, sowie an M Sekundärstrahlung erregt wird.

Die Sekundärstrahlung von Gasen ist am schwächsten,

Die Sekundärstrahlung von Gasen ist am schwächsten,

am stärksten ist die von Metallen und zwar um so stärker, je größer das Atomgewicht ist. Z. B. ist die Sekundärstrahlung von Platin viel stärker als von Aluminium. Eine Erklärung dieser Strahlen gibt vielleicht folgenden Versuch:

Wenn wir ein Platinblech in Glas einschmelzen und darauf Röntgenstrahlen fallen lassen, so entstehen Sekundärstrahlen. Wir beobachten, daß das Platinblech positiv geworden ist. Wir können uns die Wirkung nun so erklären, daß wir annehmen, das Blech wird positiv, indem die negativen Elektronen als sekundäre Strahlen wegwandern. Wie bereits erwähnt, wird man alle chemischen Wirkungen der Röntgenstrahlen den dabei entstehenden Sekundärstrahlen zuschreiben dürfen.

### Becquerelstrahlen.

Die Becquerelstrahlen, genannt nach ihrem Entdecker, sind Strahlen, welche ohne künstliche Energiezufuhr von gewissen Substanzen ausgehen, dem Auge unsichtbar sind, aber eine photographische Platte zu schwärzen und ein Gas zu ionisieren vermögen.

### Radioaktive Substanzen.

Unter natürlichen radioaktiven Substanzen versteht man solche, die von selber ohne die von Absicht geleitete Menschenhand sich radioaktiv erweisen. Es kommen in der Natur mehrere Mineralien vor, welche Becquerelstrahlen aussenden und durch diese das sie umgebende Gas ionisieren.

(Ionisation der atmosphär. Luft)

z. B. Pechblende	7,0 . 10 <sup>-11</sup> Ampères	Samarkit	1,1 . 10 <sup>-11</sup> Ampères.
Carnotit	6,2 . „ „	Äschynit	0,7 . „ „
Chalkolit	5,2 . „ „	Monazit	0,5 . „ „
Antumit	2,7 . „ „	Fergusorit	0,4 . „ „
Orangit	2,0 . „ „	Niobit	0,3 . „ „
Cleveit	1,4 . „ „	Henotin	0,03 . „ „
Thorit	1,4 . „ „		

Pechblende	i
Johanngeorgenstadt	$8,3 \cdot 10^{-11}$
Joachimsthal	$7,0 \cdot 10^{-11}$
Pzibran	$6,5 \cdot 10^{-11}$
Cornwall	$1,6 \cdot 10^{-11}$

Alle diese Mineralien enthalten nun neben vielen anderen chemischen Elementen Uran und Thor. Und stellt man diese Metalle oder chemischen Verbindungen von ihnen aus jenen Mineralien dar, so besitzen sie die Eigenschaft der Radioaktivität ebenfalls in hervorragendem Grade.

So kommt es, daß die meisten Uran- und Thorpräparate Becquerelstrahlen aussenden. Von den Thorverbindungen ist das radioaktivste das Oxyd.

Uranverbindungen.	
Schwarzes Uranoxyd	(2,6)
metall. Uran	(2,3)
grünes Uranoxyd	(1,8)
Kaliumuranat	(1,2)
salpetersaures Uranal	(0,7)

Unter den künstlichen radioaktiven Substanzen versteht man solche, die aus natürlichen durch entsprechende chemische Bearbeitung zur Erzielung starker Radioaktivität gewonnen sind. Von vornherein tritt uns nun die Frage entgegen: Ist die Radioaktivität eine spezifische Eigenschaft von bereits bekannten chemischen Verbindungen oder kommt sie gewissen ganz neuen chemischen Elementen zu? Man neigt heute der letzteren Ansicht zu. Man hat jedoch noch nicht ein radioaktives Element rein für sich allein darstellen können, aber es gelang, die radioaktive Substanz so zu konzentrieren, daß ihre Wirkung 10 000 mal stärker wurde als die der natürlichen Substanzen. Ferner gelang es auch bereits von einer radioaktiven Substanz (Radiumbromid) ein ihr eigentümliches, nicht einem bekannten chemischen Element zugehöriges Spektrum nachzuweisen. Wir dürfen daher mit ziemlich großer Wahrscheinlichkeit vermuten,

daß es gewisse chemische Elemente gibt, welche die spezifische Eigenschaft der Radioaktivität besitzen. Bis jetzt sind drei solcher künstlicher radioaktiver Substanzen dargestellt worden, das Radium (Curie), das Polonium (Curie) und das Aktinium (Debierne.)

Jede dieser drei radioaktiven Substanzen oder, wenn man so will, radioaktiven Elemente ist in ihrem chemischen Verhalten nahe verwandt mit einem bereits bekannten chemischen Elemente und begleitet dieses darum durch alle chemischen Reaktionen hindurch. Das Radium liegt chemisch nahe dem Barium, das Polonium nahe dem Wismut, das Aktinium nahe dem Thor. Von dieser Verwandtschaft macht man nun Gebrauch bei der Darstellung der künstlichen radioaktiven Substanzen. Man fällt aus einer großen Menge Rohmaterial beispielsweise das Radium zusammen mit Barium aus; der Rückstand hat dann an Radioaktivität verloren, dagegen ist der bariumhaltige Auszug bereits stark radioaktiv. Um die Radioaktivität durch weitere Konzentration des Radiums zu steigern, hat man das Radium vom Barium zu trennen. Dies ist jetzt erst mit Annäherung gelungen dadurch, daß man Gebrauch machte von der verschiedenen Löslichkeit des Radium und Bariumchlorids in Wasser oder mit Alkohol versetztem Wasser. Man läßt mehrere Mal hintereinander das Bariumchlorid teilweise auskristallisieren und erhält dann einen radiumreichen Rückstand von sehr großer Radioaktivität. An dem auf diese Weise gewonnenen radiumhaltigen Bariumchlorid ergaben Atomgewichtsbestimmungen einen von dem des Bariums umso verschiedenere Wert, je größer die Radioaktivität war.

### Natur und Eigenschaften.

Die Becquerelstrahlen, die von verschiedenen radioaktiven Substanzen ausgesandt werden, sind im allgemeinen voneinander beträchtlich verschieden; die Strahlen des Ra-

diums verhalten sich anders als die des Poloniums und Aktiniums. Ferner sendet eine und dieselbe radioaktive Substanz nicht eine homogene Strahlenart aus, sondern gleichzeitig mehrere voneinander sehr verschiedene Strahlungen.

Zwei Hauptmethoden können zur Unterscheidung der Strahlungsarten, die von demselben Körper ausgesandt werden, benutzt werden und auch zum Vergleich der Strahlen von verschiedenen aktiven Substanzen.

Diese Methoden sind folgende:

1. Durch Beobachtung, ob die Strahlen merkbar abgelenkt werden in einem magnetischen Feld.
2. Durch Vergleich ihrer relativen Absorption in Körpern und Gasen.

Die Prüfung auf diese beiden Arten hat ergeben, daß es 3 verschiedene Arten von Strahlung gibt, welche der Kürze halber und nach Übereinkommen als  $\alpha$ -,  $\beta$ -,  $\gamma$ -Strahlen bezeichnet werden.

I. Die  $\alpha$ -Strahlen werden sehr leicht absorbiert von dünnem Metall oder von ein paar cm Luft. Es hat sich gezeigt, daß sie aus positiv geladenen Körpern bestehen, die mit  $\frac{1}{10}$  Lichtgeschwindigkeit fortgeschleudert werden.

Sie werden abgelenkt durch starke magnetische und elektrische Felder, aber die Größe der Ablenkung ist gering im Vergleich zur Ablenkung der Kathodenstrahlen einer Vakuumröhre; wir können sie also etwa mit den Kanalstrahlen vergleichen.

II. Die  $\beta$ -Strahlen sind von weit mehr durchdringendem Charakter als die  $\alpha$ -Strahlen und bestehen aus negativ geladenen Teilchen, die sich mit Lichtgeschwindigkeit ( $3 \cdot 10^{10}$  cm) bewegen. Sie sind noch leichter ablenkbar als die  $\alpha$ -Strahlen und sind in der Tat ähnlich den Kathodenstrahlen der Vakuumröhre.

III. Die  $\gamma$ -Strahlen sind außerordentlich durchdringend, nicht ablenkbar durch magnetische Felder. Ihre wahre

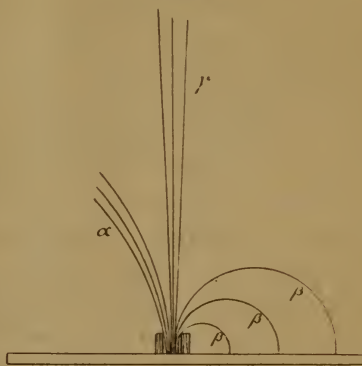
Natur ist noch nicht bekannt, aber sie sind in mancher Hinsicht analog den sehr durchdringenden Röntgenstrahlen.

Zu bemerken ist, daß Polonium nur  $\alpha$ -Strahlen aussendet. Die Wirkung eines Magnetfeldes auf die Becquerel-

strahlen wird sehr gut illustriert durch nebenstehende Zeichnung, die uns die verschiedene Ablenkbarkeit derselben veranschaulicht. Allgemein gelten noch folgende Eigenschaften von allen Becquerelstrahlen. Sie vermögen gewisse Substanzen zur schwachen Fluoreszenz anzuregen (Bariumplatinzyanür), sie wirken auf eine photographische Platte und zwar durch

schwarzes Papier und Aluminiumfolie hindurch. Gerade das verschiedene Durchdringungsvermögen ist ein Charakteristikum für die verschiedenen Arten der Bequerelstrahlen. Man kann so gewissermaßen durch geeignete absorbierende Körper die Strahlung filtrieren.

Fig. 9.



Strahlen	Dicke der Aluminiumfolie in cm, welche die Hälfte durchlässt	Relatives Durchdringungsvermögen
$\alpha$	0,0005 cm	1
$\beta$	0,05 „	100
$\gamma$	8	10000

Endlich besitzen die Becquerelstrahlen noch die wichtige Eigenschaft ein von ihnen durchlaufenes Gas zu ionisieren. Wie die Röntgenstrahlen rufen auch die Sekundärstrahlen hervor.

## Hypothese.

Für die fortwährende Ausstrahlung von Energie der radioaktiven Substanz ist es recht schwer eine befriedigende Erklärung zu finden. Es ist möglich, daß bei der Entstehung der Atome neben unseren beständigen Elementen mit geringer innerer potentieller Energie noch Atome oder Elemente sich gebildet haben, die bei der damaligen hohen Temperatur stabil waren, obwohl sie eine ziemlich große innere potentielle Energie beibehielten. Bei der nunmehrigen niedrigen Temperatur mögen aber die Elemente langsam zerfallen und in stabilere mit kleinerer innerer potentieller Energie sich umbilden. Es ist dann zweierlei hierbei zu erwarten. Erstens muß eine beträchtliche Energiemenge frei werden, zweitens werden eventuell auch Elementarbausteine der Atome, nämlich Elektronen, frei. Die radioaktiven Substanzen besitzen nun in der Tat diese zwei Eigenschaften; sie strahlen nämlich aus freiem Antrieb lange Zeit hindurch Energie und negative Elektronen aus. Es tritt also eine Zerlegung der Atome in kleinere Elemente ein und dadurch ist eine Umbildung unserer sog. Elemente möglich. Es würde daher eine Beobachtung die Sir William Ramsay und Mr. Soddy<sup>1)</sup> machten, für diese Erklärung sprechen. Sie prüften die sog. Emanation d. i. Ausstrahlung von Radium spektroskopisch. Sie brachten die Radiumemanation in eine geschlossene Vakuumröhre und diese in flüssige Luft, so daß alles Gas kondensierte. Den Niederschlag prüften sie spektroskopisch und fanden dann die für Helium charakteristische Linie  $D_2$ . Nun ist klar, die Emanation kann nicht Helium sein, denn erstens ist Helium nicht radioaktiv und zweitens das Heliumspektrum war zuerst nicht vorhanden. Es kann also keinem Zweifel unterliegen, daß Radium kein wahres

---

<sup>1)</sup> Nature, July 16., pag. 246, 1903. Proceedings Roy. Soc. 72, pag. 204, 1903.



Element ist, sondern eine molekulare Verbindung aus Helium und anderen bekannten oder unbekanntem Elementen.

Es war mir bei der beschränkten Zeit, die man für einen Vortrag in Anspruch nehmen darf, nicht möglich ausführlicher zu werden, ich verweise daher zum Schlusse auf die von mir bei meinem Vortrag benutzte Literatur:

1. Die Entladung der Elektrizität in Gasen von J. J. Thomson, Verlag J. A. Barth, Leipzig 1900;
  2. Die Elektrizität in Gasen von Johannes Stark in demselben Verlag 1902;
  3. Radioactivity by E. Rutherford, Cambridge, at the University Press 1904;
  4. Wied. Annalen.
-











COUNTWAY LIBRARY OF MEDICINE

QC

711





